

UNIVERSITÉ PARIS-SUD

Ecole Doctorale : Particules, Noyaux et Cosmos (ED 517)

Institut de Recherche sur les lois Fondamentales de l'Univers  
(CEA-IRFU)

Discipline : Physique

RÉSUMÉ DE THÈSE

**Rémie Hanna**

**Contributions à une première mesure de la  
masse du boson  $W$  dans le canal électronique  
auprès du détecteur ATLAS**

Soutenue le 29 septembre 2015



# Résumé de thèse

## 1 Introduction

Le Modèle Standard (MS) [1–7] de la physique des particules est jusqu’à nos jours la théorie la plus complète en physique fondamentale. Tous les paramètres prédits par le MS ont été confirmés et mesurés par l’expérience. Toutefois, une grande précision est nécessaire dans la mesure de certains de ces paramètres, en particulier la masse du boson  $W$ , qui constitue le sujet principal de cette thèse.

Cette masse a été mesurée par le LEP [8] et le TeVatron [9]. La valeur moyenne de toutes les mesures donne  $80385 \pm 15$  MeV [10]. Au LHC, cette mesure nécessite une attention particulière due à l’insuffisante connaissance des fonctions de distributions des partons dans le proton. En plus, la présence d’un grand bruit d’empilement constitue un défi et demande la mise en place d’une stratégie d’analyse bien définie.

Dans ce document, je présente un résumé de ma thèse, originellement publiée en anglais. Le paragraphe 2 présente le Modèle Standard, ses particules et leurs interactions. Le paragraphe 3 résume la performance du Grand Collisionneur de Hadrons, le LHC. Ensuite le détecteur ATLAS est détaillé dans le paragraphe 4, avec une attention particulière à la performance de son calorimètre électromagnétique dans le paragraphe 5. Les observables et la méthode de mesure sont présentées dans le paragraphe 6, et une étude détaillée de la modélisation de l’impulsion transverse du boson est présentée dans le paragraphe 7. La dernière partie de l’analyse est présentée dans le paragraphe 8, avec la proposition d’une méthode d’estimation de bruit de fond provenant des jets de partons. Enfin, les résultats et la conclusion sont discutés dans les paragraphes 9 et 10.

## 2 Le Modèle Standard et la physique au LHC

Le Modèle Standard (MS) décrit l’interaction électromagnétique, l’interaction faible et l’interaction forte. Les particules sont divisées en fermions de spin  $1/2$  et bosons de spin  $1$ . Les fermions

Particules de matière : fermions de spin-1/2		
	Leptons	Quarks
Première Génération	$e, \nu_e$	$u, d$
Deuxième Génération	$\mu, \nu_\mu$	$c, s$
Troisième Génération	$\tau, \nu_\tau$	$t, b$
Médiateurs de force : bosons de spin-1		
Electromagnétique	$\gamma$	
Forte	8 gluons	
Faible	$W^+, W^-, Z$	
Brout-Englert-Higgs : boson de spin-0		

TABLE 1: Particules du Modèle Standard.

sont constitués de leptons ( $e, \mu, \tau$  et leurs neutrinos  $\nu_e, \nu_\mu$  and  $\nu_\tau$ ) et de quarks  $u, d, c, s, t$ , et  $b$ . Les bosons vecteurs sont le  $Z^0$ ,  $W^\pm$ , le photon  $\gamma$  et 8 gluons  $g$ . Ces bosons de jauge sont les porteurs des interactions fondamentales du MS : la force faible est portée par les bosons  $Z$  et  $W$ , la force électromagnétique par le photon, et la force forte par les gluons. Toutes ces particules fondamentales sont présentées dans la Table 1.

Le MS décrit toutes les particules élémentaires connues comme étant des états excités de champs quantiques. Il peut être formellement écrit sous la forme de densités lagrangiennes, en fonction des champs quantiques et leur dérivées. C'est une théorie de jauge non-abélienne basée sur le groupe de symétrie  $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ .  $SU(3)_C$  génère 8 gluons de masse nulle, médiateurs de l'interaction forte.  $SU(2)_L$  génère les bosons  $W$  responsables des courants faibles chargés, et la combinaison linéaire des bosons neutres de  $SU(2)_L$  et  $U(1)_Y$  produit des bosons  $Z$  et des photons, portant respectivement les courants faibles neutres et la force électromagnétique.

La mesure de la masse du  $W$  est d'un grand intérêt pour tester la validité du MS. Un tel test de cohérence peut être mis en place par la détermination indirecte de la masse du  $W$  ( $m_W$ ) et celle du top ( $m_t$ ) simultanément. La corrélation entre les masses du  $W$ , top et Higgs est illustrée dans la figure 1. La dépendance de  $m_W$  de  $m_t$  et  $m_H$  est à travers des boucles de quarks top (bottom) et Higgs. La figure 2 montre  $m_W$  en fonction de  $m_t$ , dans le cas où la mesure directe de la masse du Higgs ( $m_H$ ) est incluse dans le fit (en bleu) ou pas (en gris). Les deux contours à 68% correspondants à ces deux ajustements sont en accord avec les mesures directes (en vert). Cet accord montre la cohérence du MS, mais le moindre changement dans la précision sur la masse du  $W$  pourrait compromettre cet accord et indiquer la présence d'une nouvelle physique.

La meilleure mesure de  $m_W$ ,  $80.387 \pm 0.016$  GeV, a été faite au TeVatron [9], donnant une moyenne mondiale de  $80.385 \pm 0.015$  GeV [10].

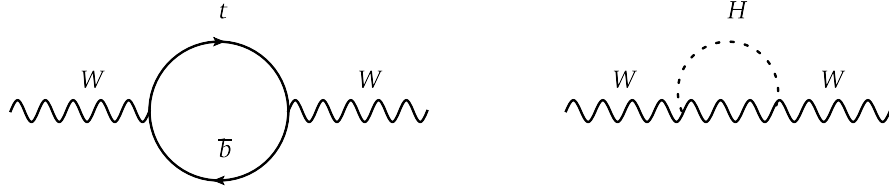


FIGURE 1: Corrections radiatives à plus bas ordre de la masse du  $W$  impliquant le top (gauche) et le Higgs (droite).

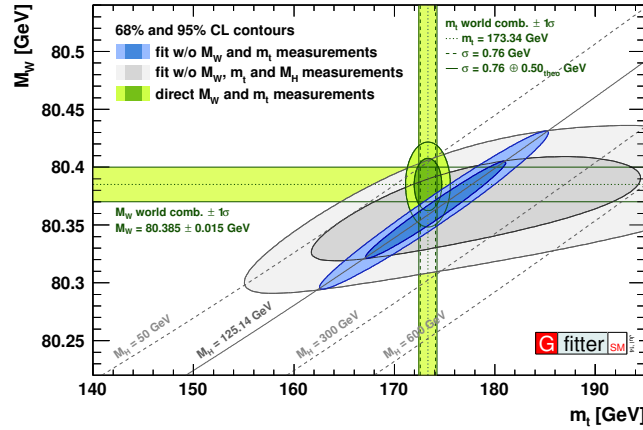


FIGURE 2: Contours de niveaux de confiance de 68% et 95%, obtenus à partir de scans d'ajustements, en fixant la masse du  $W$  ( $m_W$ ) et celle du top ( $m_t$ ). La région en bleu est le résultat de l'ajustement en incluant la mesure de la masse du Higgs ( $m_H$ ), celle en gris exclut cette mesure. Les bandes horizontales indiquent la région à  $\pm 1\sigma$  des mesures directes de  $m_W$  et  $m_t$ . [11]

### 3 Le Grand Collisionneur de Hadrons

Le Grand Collisionneur de Hadrons, ou Large Hadron Collider (LHC) [12] est un accélérateur et collisionneur de protons et de noyaux de plomb, constituant l'outil le plus puissant en physique des particules jusqu'à nos jours. Il est situé entre 45 et 70 mètres sous-sol, autour de la frontière franco-suisse. Il est construit dans un tunnel de 26.7 km de périmètre.

Le système d'injection du LHC est illustré dans la figure 3.

Le LHC comporte 4 expériences principales : ATLAS [13], ALICE [14], CMS [15] et LHCb [16], dont la localisation est montrée sur la figure 4. Les protons sont accélérés dans l'anneau du LHC et collisionnés dans ces quatre détecteurs.

Dans un accélérateur de particules, les paramètres les plus importants sont l'énergie de centre de masse  $\sqrt{s}$  et le nombre d'événements  $N_{ev}$  (ou processus physiques), directement reliés à la luminosité  $\mathcal{L}$  :

$$N_{ev} = \sigma_{ev}(s) \times \mathcal{L} \quad (1)$$

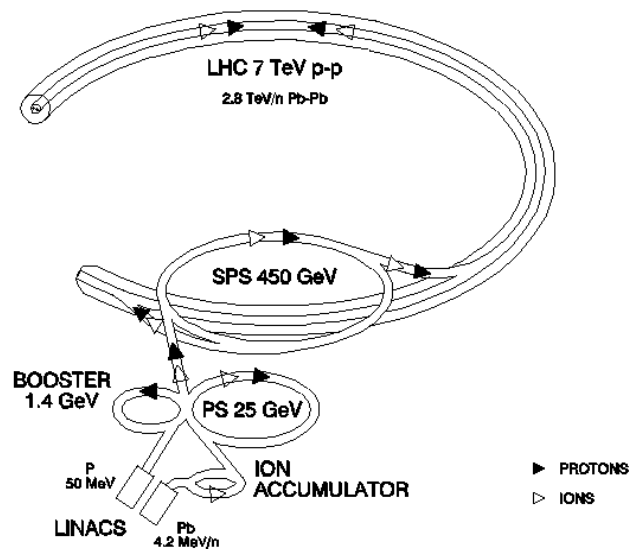


FIGURE 3: Le système d'injection du LHC [12]. Les triangles pleins représentent le processus d'accélération des protons, les triangles vides celui des noyaux de plomb.

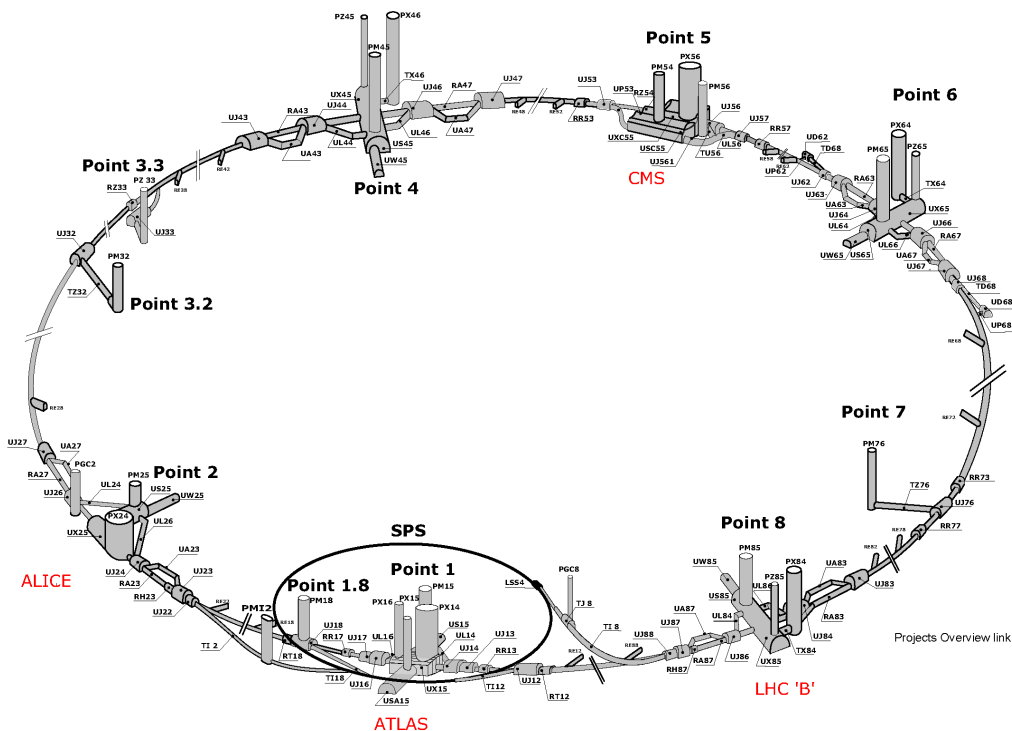


FIGURE 4: Les différents points d'interaction du LHC. Le détecteur ATLAS est au Point 1, ALICE au Point 2, CMS au Point 5 et LHCb au Point 8.

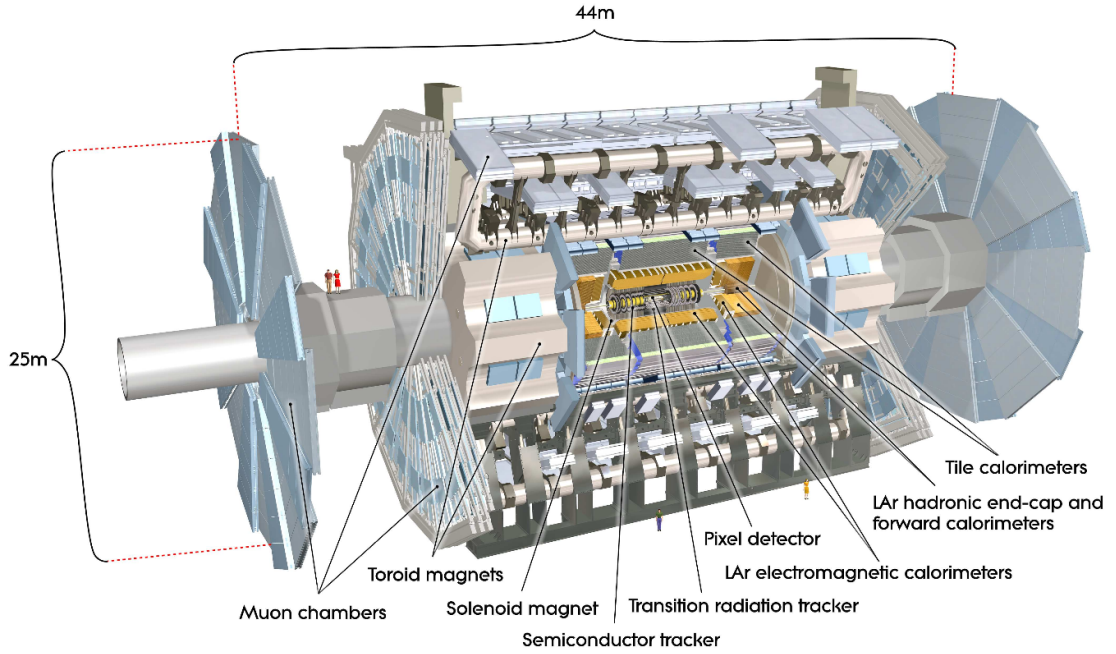


FIGURE 5: Le détecteur ATLAS [13].

où  $\sigma_{ev}(s)$  est la section efficace de l'événement, qui caractérise le processus de diffusion et dépend de l'énergie de centre de masse. La luminosité dépend uniquement des paramètres du faisceau de protons.

Le LHC a été conçu de façon à délivrer une luminosité instantanée de  $\mathcal{L} = 10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ , avec une énergie de centre de masse égale à  $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ . Récemment, pour des raisons pratiques, cette énergie a été limitée à 13 TeV. Pendant le premier lancement du LHC, Run I, qui a duré de 2010 à 2012, le LHC a délivré plus de  $29 \text{ fb}^{-1}$  de données à 7 et 8 TeV.

## 4 Le détecteur ATLAS

ATLAS est un détecteur à usage général, exploitant la grande luminosité délivrée par le LHC pour explorer un vaste spectre de la physique des particules. Il fait 25m de hauteur, 44m de longueur et pèse environ 7000 tonnes. La figure 5 montre le détecteur et ses composants.

ATLAS est un arrangement de différents sous-détecteurs ayant chacun un rôle particulier. À partir du point d'interaction, un trajectographe est utilisé pour identifier les trajectoires des particules chargées, ensuite un calorimètre électromagnétique et un autre hadronique, et enfin un spectromètre à muons conçu pour identifier et reconstruire les muons. Ces sous-détecteurs sont schématisés dans la figure 6. Ce système est placé dans un champ magnétique provenant des aimants d'ATLAS, et les détections sont contrôlées par un système de déclenchement.

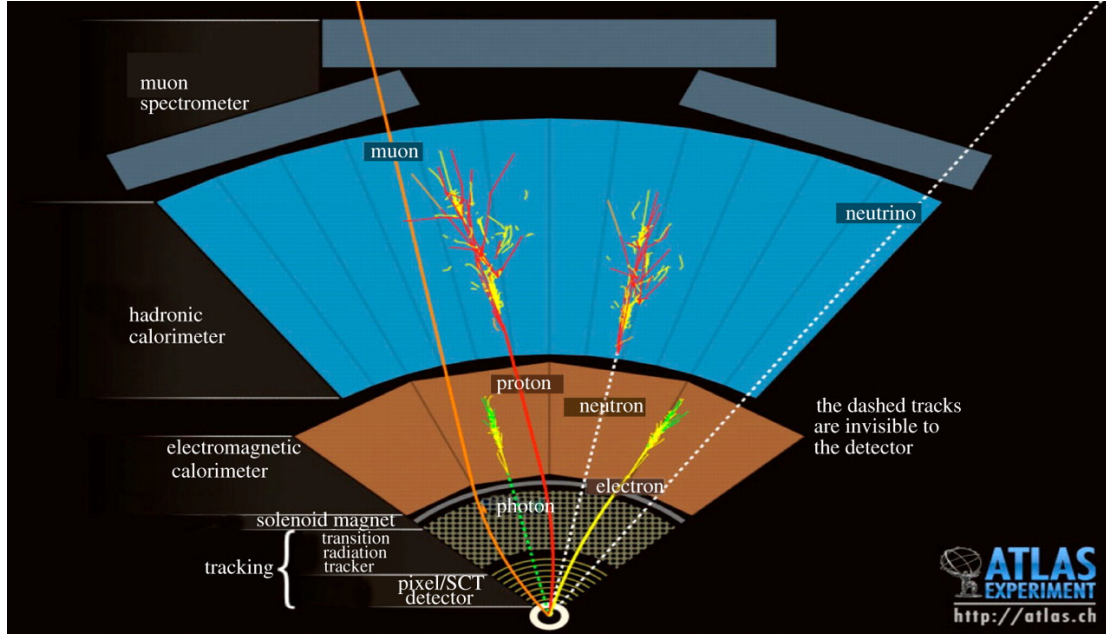


FIGURE 6: Représentation transverse d'ATLAS. Les photons et électrons sont détectés dans le calorimètre électromagnétique. Le calorimètre hadronique détecte les protons, neutrons et autres hadrons, et les muons sont détectés quand ils atteignent le spectromètre à muons. Les particules invisibles comme le neutrino ne peuvent pas être détectées directement.

## 5 Performance du calorimètre électromagnétique

Le système de calorimètres est composé du calorimètre électromagnétique (EMC) à l'intérieur et du calorimètre hadronique (HC) à l'extérieur. Le composant principal est l'argon liquide (LAr), choisi pour son comportement intrinsèque linéaire et sa stabilité de réponse au cours du temps. L'EMC est conçu de façon à mesurer avec grande précision les propriétés des électrons et photons dans une vaste région en pseudo-rapacité ( $0 < |\eta| < 2.5$ ). Ils sont illustrés dans la figure 7.

L'EMC a une forme d'accordéon, ce qui lui confère une symétrie azimutale (par rapport à l'angle azimutal,  $\phi$ ), sans fentes. Les seules fentes sont à pseudo-rapacité centrale ( $\eta = 0$ ), dans  $1.37 < |\eta| < 1.52$  et à  $|\eta| = 2.5$ . Il est doté de trois couches longitudinales et une fine segmentation dans la direction latérale des gerbes, comme le montre la figure 8. La deuxième couche recueille la plus grande fraction de l'énergie d'une gerbe électromagnétique. C'est au niveau de cette couche que l'étude qui suit a été réalisée.

Les électrons et les photons sont détectés sous forme de gerbes d'énergie, appelées par la suite clusters. On définit les variables de forme de gerbes suivantes :

– Largeur latérale :

$$w_{\eta 2} = \sqrt{\frac{\sum E_i \eta_i^2}{\sum E_i} - \left( \frac{\sum E_i \eta_i}{\sum E_i} \right)^2} \quad (2)$$



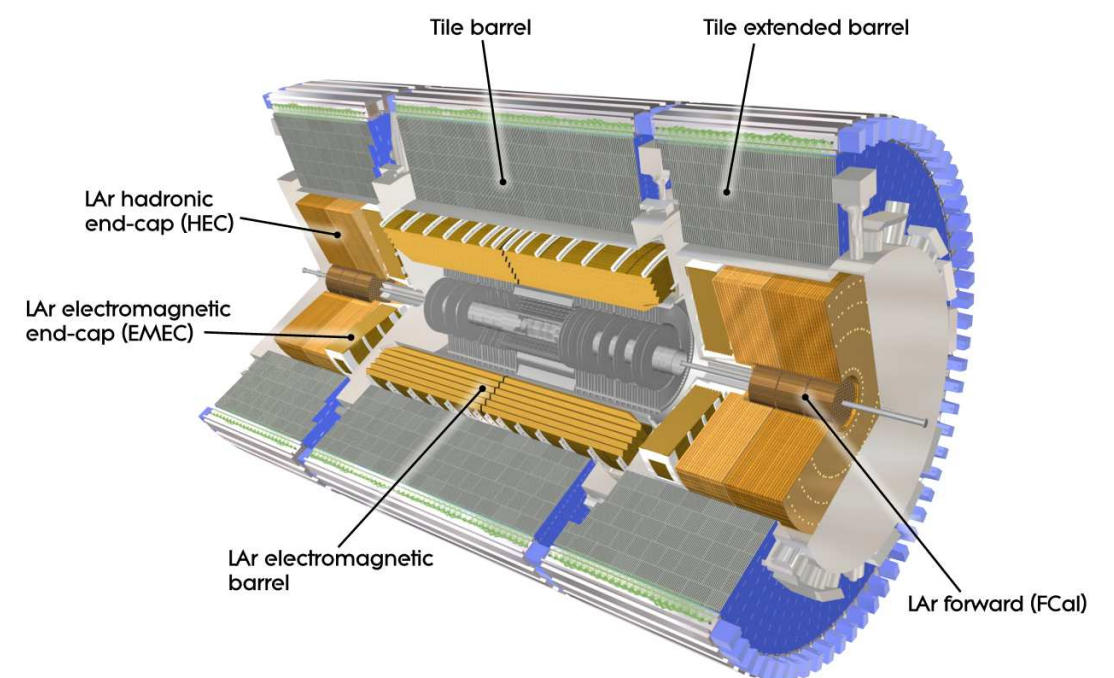


FIGURE 7: Représentation des calorimètres électromagnétique et hadronique.

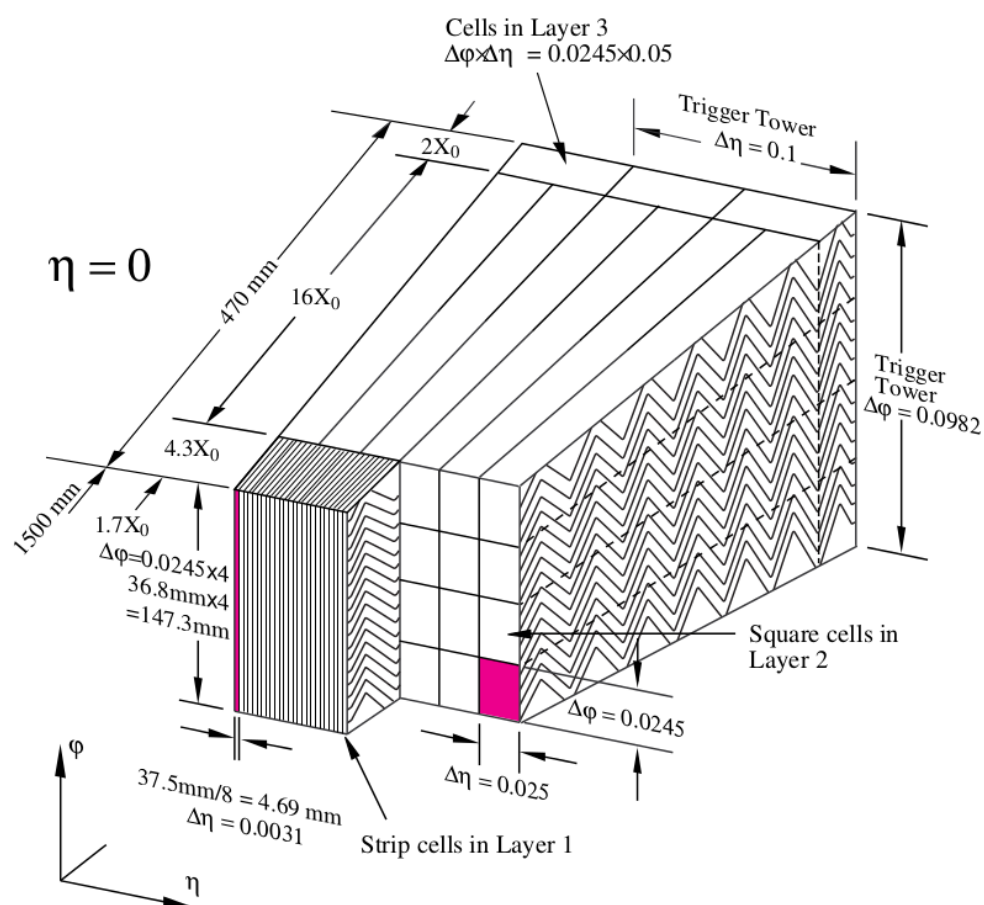


FIGURE 8: Coupe de l'EMC montrant les différentes couches et la granularité en  $\eta$  et  $\phi$  des cellules constituant les couches.

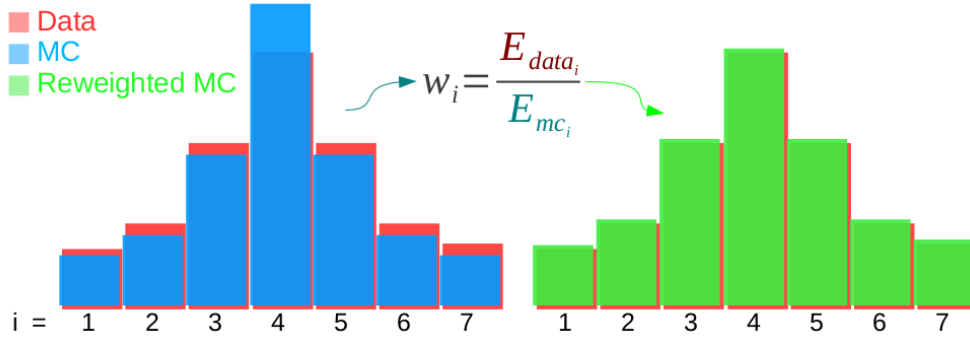


FIGURE 9: Illustration de la méthode de repondération, qui donne, pour chaque région en  $\eta$ , 7 poids  $w_i$ , qui seront utilisés pour corriger les énergies dans la simulation :  $E_{\text{reponderee MC}} = w_i \times E_{\text{originale MC}}$ .

où  $i$  est l'indice de la cellule,  $E$  et  $\eta$  son énergie et pseudo-rapidité. Cette variable mesure la largeur latérale en fonction de  $\eta$  sur un ensemble de  $3 \times 5$  cellules, autour du centre de cluster.

– Rapport d'énergie suivant  $\eta$  :

$$R_\eta = \frac{E_{3 \times 7}}{E_{7 \times 7}} \quad (3)$$

où  $E_{3 \times 7}$  est l'énergie reconstruite dans  $3 \times 7$  cellules autour du centre de cluster et  $E_{7 \times 7}$  celle de  $7 \times 7$  cellules. Cette variable est utilisée pour étudier la fuite d'énergie en dehors du cluster suivant  $\eta$ .

– Rapport d'énergie suivant  $\phi$  :

$$R_\phi = \frac{E_{3 \times 3}}{E_{3 \times 7}} \quad (4)$$

où  $E_{3 \times 3}$  est l'énergie reconstruite dans  $3 \times 3$  cellules et  $E_{3 \times 7}$  celle dans  $3 \times 7$  cellules centrées autour du cluster. Cette variable mesure la distribution suivant  $\phi$  de l'énergie à l'intérieur et à l'extérieur du cluster.

L'étude décrite dans cette section concerne la correction en profil d'énergie des clusters d'électrons dans la seconde couche de l'EMC. La méthode est résumée dans la figure 9. Elle consiste d'une repondération de l'énergie des cellules de la simulation Monte-Carlo (MC) vers les données.

L'impact de cette correction sur les variables de forme de gerbes est montré dans les figures 10, 11 et 12.

Dans le contexte de cette étude, il a aussi été vérifié que cette correction représente bien la fuite en énergie. De même, l'impact sur les photons a été vérifié : cette correction améliore légèrement le profil en énergie des photons, mais aucune étude n'a été envisagée pour l'optimiser. La correction a également été validée au niveau de la reconstruction des électrons, et son implémentation dans le code de reconstruction a été envisagée.

D'autre part, des études de validation de la modélisation dans différentes versions de GEANT4 ont été réalisées. L'effet de cette modélisation est inférieur à 5% sur  $R_\eta$  et  $w_{\eta 2}$ , d'où la conclusion

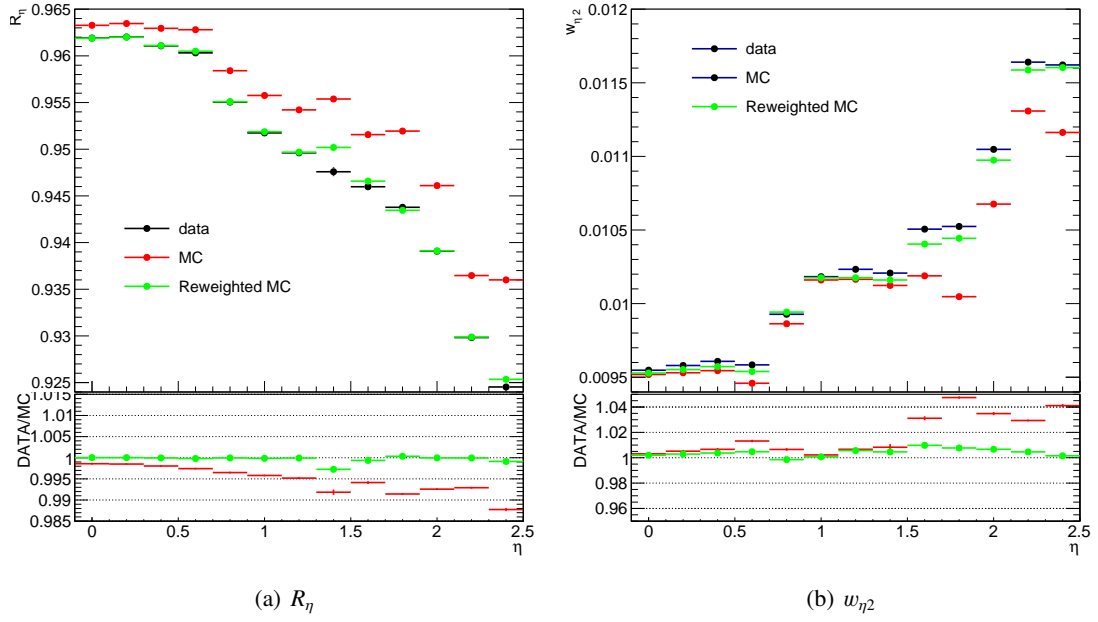


FIGURE 10: Profils en fonction de  $\eta$  pour  $R_\eta$  (gauche) et  $w_{\eta^2}$  (droite), pour les données et MC avant et après correction. Les graphes du bas sont les rapports des données au MC.

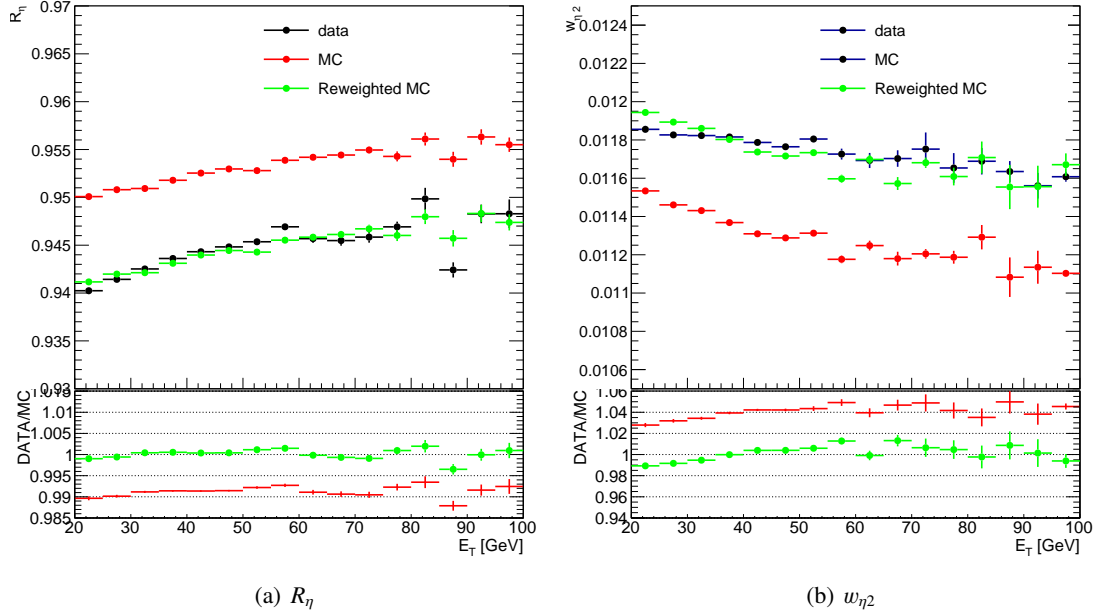


FIGURE 11: Profils en fonction de  $E_T$  pour  $R_\eta$  (gauche) et  $w_{\eta^2}$  (droite), pour les données et MC avant et après correction. Les graphes du bas sont les rapports des données au MC.

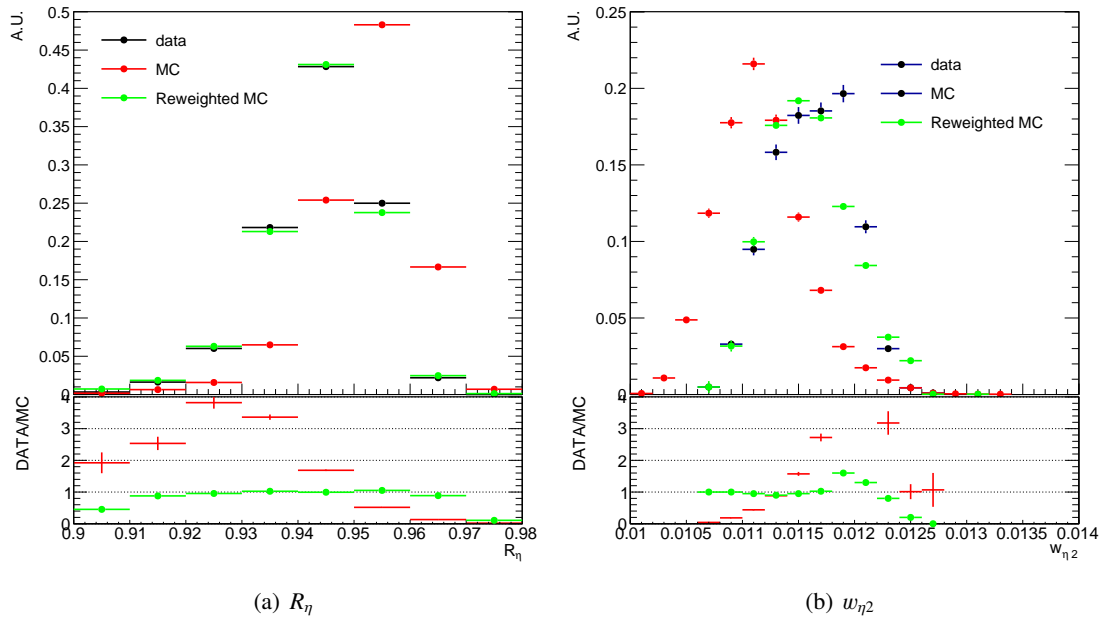


FIGURE 12: Distributions de  $R_\eta$  (gauche) et  $w_{\eta 2}$  (droite), pour les données et MC avant et après correction. Les graphes du bas sont les rapports des données au MC.

que GEANT4 ne peut par lui-même corriger la différence en forme de gerbe entre les données et la simulation, d'où l'importance de cette correction.

Une autre correction a été proposée, pour réduire les modulations en largeur de  $w_{\eta 2}$ , en se basant sur une correction déjà implémentée au niveau de reconstruction, mais en optimisant les paramètres. La figure 13 montre l'effet de cette correction (en bleu) en comparaison à la variable originale (en rouge) et celle implémentée dans la reconstruction (en noir).

## 6 Méthode de mesure de la masse du $W$

En ce qui concerne la mesure de la masse du  $W$ , les observables sensibles à la masse sont reconstruites dans le plan transverse du détecteur comme l'énergie des partons dans la direction longitudinale est mal connue. Ces observables sont l'impulsion transverse du lepton  $p_T^\ell$ , la masse transverse du  $W$ ,  $m_T$ , et l'énergie transverse manquante,  $E_T^{\text{miss}}$ . Pour le  $Z$ , on utilise l'impulsion transverse du lepton et la masse invariante de la paire de leptons  $m_{\ell\ell}$ .

La mesure de la masse se fait en générant ces observables pour différentes hypothèses de masse, et en les ajustant aux données. Une comparaison statistique est ensuite réalisée à l'aide de la méthode des moindres carrés, représentée par la fonction  $\chi^2$ .

Les incertitudes systématiques en jeu se divisent entre expérimentales et théoriques. Dans ce qui suit, seul le canal électronique est décrit :

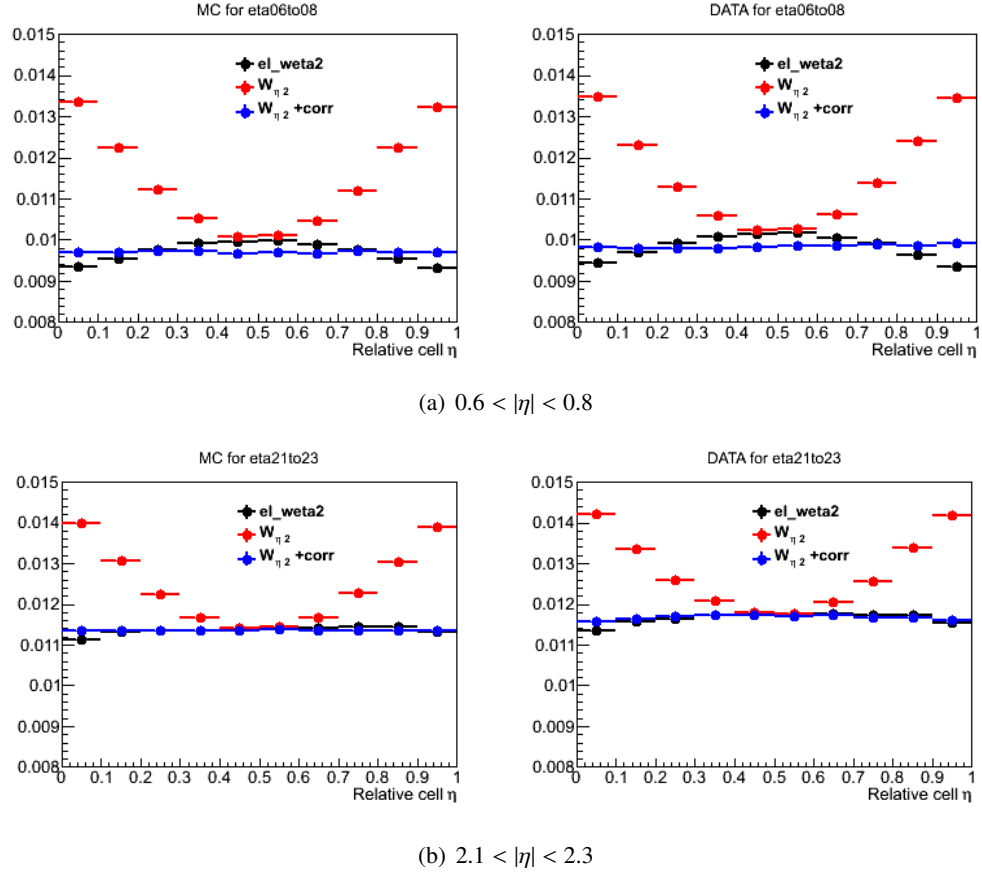


FIGURE 13: Profils de  $w_{\eta 2}$  en fonction de la pseudo-rapacité relative à l'intérieur d'une cellule,  $\eta_{rel}$ . La simulation est montrée à gauche, les données à droite. La valeur originale est en rouge, la variable reconstruite par défaut est en noir et celle corrigée par la nouvelle correction est en bleu. Ces profils sont montrés dans deux régions de pseudo-rapacité.

- Sources expérimentales :
  - Le bruit d'empilement et la repondération du vertex primaire
  - L'échelle et la résolution en énergie
  - L'efficacité de sélection
  - L'échelle de l'énergie de recul et sa résolution
  - La détermination du bruit de fond
- Sources théoriques :
  - Les radiations QED dans l'état final
  - La polarisation
  - Les fonctions de distribution des partons
  - Le spectre en impulsion transverse du boson

Des corrections ont été mises en place pour avoir la plus grande précision possible sur la mesure, et les incertitudes provenant de ces corrections ont été calculées (cf. section 9). D'autre part, comme la calibration du détecteur a été faite en utilisant des événements Z, des vérifications ont été réalisées sur le Z pour s'assurer de l'absence de biais dans la méthode.

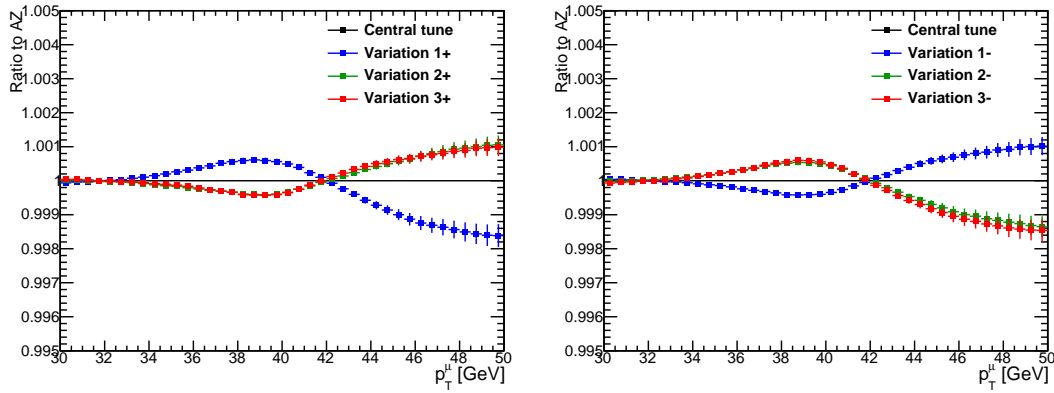


FIGURE 14: Rapports de  $p_T^\mu$  entre les différentes variations ( $1\pm$ ,  $2\pm$ ,  $3\pm$ ) et les valeurs centrales.

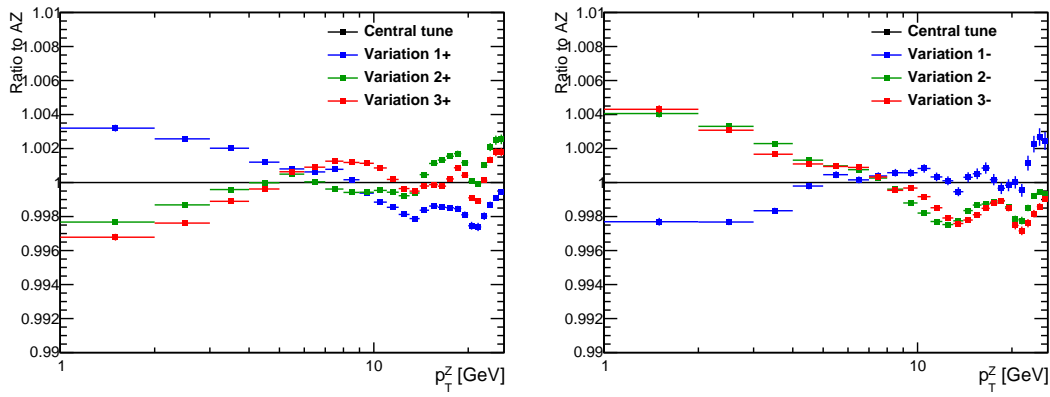


FIGURE 15: Rapports de  $p_T^Z$  entre les différentes variations ( $1\pm$ ,  $2\pm$ ,  $3\pm$ ) et les valeurs centrales.

## 7 Modélisation de l'impulsion transverse du $W$

Dans cette étude, un réglage dans les paramètres du générateur PYTHIA8 [17] a été réalisé afin d'étudier l'effet des gerbes de partons sur la modélisation de l'impulsion transverse du  $W$ , qui impacte directement celle du lepton produit. Ce réglage a inclus trois paramètres reliés aux gerbes de partons, et la propagation de l'erreur sur ces trois paramètres génère ainsi trois vecteurs propres, de façon à avoir une paire de valeurs associée à chaque vecteur propre. Chaque paire correspond à une valeur positive et négative, à un niveau de confiance de 68%, du vecteur propre en question. Les variations de ces paires sont nommées 1+, 1-, 2+, 2-, 3+ et 3-. Les figures 14 (15) montrent la déformation des distributions de  $p_T^\mu$  ( $p_T^Z$ ) provenant des variations de réglages.

Les paramètres du réglage central, ainsi que ceux des paires de variations, ont été utilisés dans la génération d'événements  $W$ . Un ajustement a ensuite été réalisé en variant l'hypothèse de masse dans les échantillons correspondant aux variations, qui sont comparés à l'échantillon correspondant au réglage central (où la masse n'est pas variée, et correspond à la moyenne mondiale  $m_W = 80385$  GeV). Les différences de masses notées entre chacune des variations et le réglage central sont prises comme incertitudes provenant de ce réglage. Il faut bien noter

que cette incertitude ne couvre que la contribution des gerbes de partons, mais n'inclut pas l'incertitude sur l'extrapolation du  $Z$  au  $W$ .

L'ajustement de l'impulsion transverse du lepton a été réalisé dans l'intervalle  $30 < p_T^\ell < 50$  GeV, utilisé par défaut dans l'analyse  $W$ , et une étude d'optimisation a permis de trouver un intervalle optimal correspondant à un minimum d'incertitudes systématiques et statistiques,  $30 < p_T^\ell < 44.5$  GeV. Les résultats pour chaque intervalle, pour le  $W$  (charges combinées) sont montrés dans le tableau 2.

Intervalle	$30 < p_T^\mu < 50$ GeV		$30 < p_T^\mu < 44.5$ GeV	
Variation	Positive	Négative	Positive	Négative
$1\pm$	3	-4	1	-1
$2\pm$	3	-4	1	-1
$3\pm$	3	-4	1	-1
Syst.	5	7	2	2
Stat.	6	6	7	7
Incertainitude totale	8	9	7	7

TABLE 2: Incertitudes provenant des gerbes de partons, introduites par la modélisation de  $p_T^{W+}$  et  $p_T^{W-}$  combinés, pour deux intervalles d'ajustement. Les valeurs sont données en MeV.

## 8 Extraction du signal et du bruit de fond pour $W \rightarrow e\nu$

La mesure de  $m_W$  utilise  $4.7 \text{ fb}^{-1}$  de données de l'année 2011 à 7 TeV. Dans le canal  $W \rightarrow e\nu$ , l'état final comprend un électron et un neutrino. Des conditions d'identifications strictes sont appliquées sur l'électron, appelées coupures "tight". Pour être sélectionné, l'événement doit vérifier les conditions suivantes : un seul électron vérifiant  $p_T^e > 30$  GeV et  $0 < |\eta_e| 1.2 \cup 1.82 < |\eta_e| < 2.4$ , une énergie manquante  $E_T^{\text{miss}} > 30$  GeV, le  $W$  ayant  $p_T^W < 30$  GeV et une masse transverse  $m_T > 60$  GeV.

Les bruits de fond viennent principalement d'événements  $Z \rightarrow ee$ ,  $W \rightarrow \tau\nu$ ,  $Z \rightarrow \tau\tau$ , ainsi que de désintégrations de top et de di-bosons. Ces processus sont parfaitement modélisés dans la simulation. Un autre bruit de fond provient des jets de partons mal reconstruits et pris pour des électrons. Dans ce qui suit, cette source de bruit de fond sera notée "jets". Comme elle est mal modélisée, une méthode basée sur les données utilisée pour estimer le bruit de fond jets est développée dans ce qui suit.

Pour sélectionner des événements jets, les mêmes coupures que le signal sont appliquées sur les données, sauf le critère d'identification des électrons. Une sélection plus lâche est appliquée, appelée sélection "loose", dont la pureté de sélection est inférieure à celle des coupures "tight".

Cette inversion de coupure d'identification permet de garder le plus de "faux électrons" possibles. Les candidats d'électrons loose sont moins isolés que les tight, d'où l'utilisation de l'isolation du candidat dans l'estimation du bruit de fond. La variable d'isolation correspondante a été choisie de façon à donner des résultats stables en fonction de l'intervalle d'ajustement et de la taille du cône d'isolation. L'isolation choisie concerne les impulsions transverses des traces reconstruites autour du candidat électron, et la variable ajustée est la différence entre les impulsions reconstruites dans un cône de taille  $\Delta R = 0.4$  et celles dans un cône de taille  $\Delta R = 0.2$ , où  $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$  :  $p_{T\text{cone}40} - p_{T\text{cone}20}$ . La variable  $p_{T\text{cone}30} - p_{T\text{cone}20}$  a aussi été ajustée pour vérifier la stabilité des résultats avec  $p_{T\text{cone}40} - p_{T\text{cone}20}$ .

Le but de cette méthode est de trouver la fraction de jets par rapport aux données. Pour cela, les distributions d'isolation des jets et des MC (signal + bruits de fond électrofaible, top et di-bosons) sont ajustées à celle des données, grâce à l'outil ROOFIT décrit dans la référence [18]. Le résultat de cet ajustement est une estimation de la fraction de jets,  $f_{\text{jet}} = N_{\text{jets}}/N_{\text{data}}$ .

Comme l'ajustement est réalisé avec une distribution de jets extraite d'une région loose, et une distribution de signal extraite dans une région tight, une correction de forme a été implémentée à la distribution loose pour l'extrapoler vers la région tight. D'autre part, la distribution dans le MC (signal + bruits de fond électrofaible, top et di-bosons) a de même été corrigée pour correspondre le mieux possible à la réalité. Comme les événements  $Z$  sont mieux contrôlés que les  $W$ , et les isolations des candidats électrons sont supposées être pareilles pour les deux cas, cette correction a été déduite sur des échantillons  $Z$  et utilisée avec les  $W$ .

Les résultats sont notés dans la table 3, en bins d'empilement moyen et de pseudo-rapacité, ainsi qu'en inclusif. Les valeurs notées dans ce tableau sont les moyennes des fractions obtenues avant et après extrapolation de la forme de loose vers tight, avant et après la correction du MC basée sur les  $Z$ , et pour  $p_{T\text{cone}40} - p_{T\text{cone}20}$  et  $p_{T\text{cone}30} - p_{T\text{cone}20}$ .

## 9 Résultats

Les incertitudes jouant sur la masse du  $W$  ont été calculées en bins d'empilement moyen et de pseudo-rapacité absolue. Dans ce document, seules les incertitudes en bins de pseudo-rapacité sont montrées dans le tableau 4.

Des ajustements à l'aveugle ont été aussi réalisés, pour vérifier l'uniformité des résultats en fonction des bins d'empilement et de pseudo-rapacité. Les résultats dépendent de  $|\eta|$ , quel que soit l'empilement moyen. Une comparaison avec les résultats obtenus dans le canal muonique montre un comportement pareil, ce qui conduit à conclure que ces différences viennent de la modélisation imparfaite. D'autre part, les résultats sont presque différents en fonction de l'empilement, mais les différences disparaissent une fois les incertitudes sont prises en compte.



## 10 Conclusion

Ce document résume la thèse rédigée en anglais. Dans le document original, je montre mes contributions à la première mesure de la masse du boson  $W$  avec le détecteur ATLAS, à une énergie de centre de masse de 7 TeV correspondant à une luminosité intégrée de  $4.7 \text{ fb}^{-1}$  de données prises en 2011 au LHC. Dans la première partie, je présente une étude sur la performance du calorimètre électromagnétique où une correction des profils latéraux d'énergie dans la simulation est proposée afin de correspondre aux données, ainsi que d'autres études de vérifications. Dans le contexte de la mesure de  $m_W$ , je montre une étude de la modélisation de l'impulsion transverse du boson. Cette étude a permis d'extraire les incertitudes provenant de la modélisation des paramètres de gerbes de partons, et d'optimiser l'intervalle d'ajustement afin de réduire l'incertitude totale. Ensuite, une méthode basée sur les données est détaillée dans le but d'estimer la contribution du bruit de fond jets dans les événements  $W \rightarrow e\nu$ . La fraction inclusive est 0.68% représentant le rapport entre le nombre de jets et celui du signal  $W \rightarrow e\nu$ . Enfin, un état de l'art des incertitudes expérimentales, théoriques, et statistiques dans le canal électronique est détaillé en bins d'empilement moyen et de pseudo-rapacité absolue de l'électron. En inclusif, l'incertitude actuelle sur la masse est  $\delta m_W = 12.4_{\text{stat}} \oplus 18.2_{\text{exp}} \oplus 20.0_{\text{theo}}$  MeV avec un ajustement de  $m_T^W$ , et  $\delta m_W = 8.5_{\text{stat}} \oplus 16.7_{\text{exp}} \oplus 22.2_{\text{theo}}$  MeV pour un ajustement de  $p_T^\ell$ . Ces chiffres ne représentent que le canal électronique, pour une analyse utilisant les données à 7 TeV de 2011. Ils seront combinés à ceux du canal muonique, et l'étude globale prendra en compte les données de 2012 et du Run-II du LHC.

Inclusif en $ \eta $	$2.5 < \langle \mu \rangle < 6.5$	$6.5 < \langle \mu \rangle < 9.5$	$9.5 < \langle \mu \rangle < 16$	Inclusif en $\langle \mu \rangle$
$W$	$0.37 \pm 0.01$	$0.62 \pm 0.01$	$1.17 \pm 0.01$	$0.68 \pm 0.01$
$W^+$	$0.29 \pm 0.01$	$0.48 \pm 0.01$	$0.92 \pm 0.01$	$0.53 \pm 0.01$
$W^-$	$0.47 \pm 0.01$	$0.76 \pm 0.01$	$1.40 \pm 0.01$	$0.84 \pm 0.01$
$0.0 <  \eta  < 0.6$	$2.5 < \langle \mu \rangle < 6.5$	$6.5 < \langle \mu \rangle < 9.5$	$9.5 < \langle \mu \rangle < 16$	Inclusif en $\langle \mu \rangle$
$W$	$0.24 \pm 0.01$	$0.33 \pm 0.01$	$0.68 \pm 0.01$	$0.40 \pm 0.01$
$W^+$	$0.18 \pm 0.01$	$0.26 \pm 0.01$	$0.48 \pm 0.01$	$0.29 \pm 0.01$
$W^-$	$0.29 \pm 0.01$	$0.35 \pm 0.01$	$0.74 \pm 0.01$	$0.45 \pm 0.01$
$0.6 <  \eta  < 1.2$	$2.5 < \langle \mu \rangle < 6.5$	$6.5 < \langle \mu \rangle < 9.5$	$9.5 < \langle \mu \rangle < 16$	Inclusif en $\langle \mu \rangle$
$W$	$0.23 \pm 0.01$	$0.44 \pm 0.01$	$0.78 \pm 0.01$	$0.46 \pm 0.01$
$W^+$	$0.18 \pm 0.01$	$0.33 \pm 0.01$	$0.53 \pm 0.01$	$0.33 \pm 0.01$
$W^-$	$0.30 \pm 0.01$	$0.57 \pm 0.01$	$0.98 \pm 0.01$	$0.59 \pm 0.01$
$1.8 <  \eta  < 2.4$	$2.5 < \langle \mu \rangle < 6.5$	$6.5 < \langle \mu \rangle < 9.5$	$9.5 < \langle \mu \rangle < 16$	Inclusif en $\langle \mu \rangle$
$W$	$0.61 \pm 0.01$	$1.05 \pm 0.02$	$1.98 \pm 0.02$	$1.15 \pm 0.01$
$W^+$	$0.47 \pm 0.01$	$0.85 \pm 0.02$	$1.44 \pm 0.02$	$0.88 \pm 0.02$
$W^-$	$0.78 \pm 0.01$	$1.20 \pm 0.03$	$2.63 \pm 0.03$	$1.46 \pm 0.02$

TABLE 3: Fractions moyennes de bruit de fond jets (%) pour  $W$ ,  $W^+$  et  $W^-$ , inclusivement et en bins d’empilement moyen et de pseudo-rapidity absolue.

Sources	$0.0 <  \eta  < 0.6$	$0.6 <  \eta  < 1.2$	$1.82 <  \eta  < 2.4$	$\eta$ -inclusive
<b>Incertitudes expérimentales</b>				
Calibration	10.8/10.7	12.0/12.0	16.3/16.2	8.9/8.8
Efficacité de sélection	10.9/12.4	11.7/14.1	15.5/18.4	8.3/9.5
Calibration du recul	13.0/4.6			
Bruits de fond EW+top	2.8			
Bruits de fond jets	1.0/1.7	1.2/4.8	6.0/19.8	2.3/9.1
Total exp.	20.3/17.3	21.4/19.9	26.8/31.9	18.2/16.7
<b>Incertitudes théoriques</b>				
QED	Z-lineshape	2.1		
	QED FSR	0.8/4.1		
QCD	Polarisation	$\approx 6$		
	PDF	26.0/27.0	22.0/24.0	23.0/26.0
	Gerbes de partons ( $p_T^\ell$ )	+5 -7		
Total théo.	27.4/28.7	23.7/25.9	24.6/27.7	20.0/22.2
Statistiques	20.2/13.9	21.1/14.7	23.8/16.1	12.4/8.5
Total	39.7/36.3	38.3/35.8	43.5/45.3	29.7/29.1

TABLE 4: Incertitudes (MeV) sur  $m_W$  inclusivement en  $\langle \mu \rangle$ , en ajustant dans les intervalles  $60 < m_T^W < 100$  GeV/ $30 < p_T^e < 50$  GeV.

# Bibliographie

- [1] H. Weyl, *Elektron und Gravitation*, Zeit. für Physik **56** (1929) 330–352.
- [2] C. N. Yang and R. L. Mills, *Conservation of Isotopic Spin and Isotopic Gauge Invariance*, Phys. Rev. **96** (1954) 191–195.  
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.96.191>.
- [3] S. Glashow, *Partial Symmetries of Weak Interactions*, Nucl.Phys. **22** (1961) 579–588.
- [4] S. Weinberg, *A Model of Leptons*, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264–1266.  
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.19.1264>.
- [5] A. Salam and J. C. Ward, *Electromagnetic and weak interactions*, Phys.Lett. **13** (1964) 168–171.
- [6] G. 't Hooft and M. Veltman, *Regularization and Renormalization of Gauge Fields*, Nucl.Phys. **B44** (1972) 189–213.
- [7] C. Becchi, A. Rouet, and R. Stora, *Renormalization of Gauge Theories*, Annals Phys. **98** (1976) 287–321.
- [8] ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, LEP Electroweak Collaboration, S. Schael et al., *Electroweak Measurements in Electron-Positron Collisions at W-Boson-Pair Energies at LEP*, Phys.Rept. **532** (2013) 119–244, [arXiv:1302.3415](https://arxiv.org/abs/1302.3415) [hep-ex].
- [9] The CDF and D0 Collaborations, *Combination of CDF and D0 W-Boson Mass Measurements*, Phys.Rev. **D88** no. 5, (2013) 052018, [arXiv:1307.7627](https://arxiv.org/abs/1307.7627) [hep-ex].
- [10] Particle Data Group Collaboration, K. A. Olive et al., *Review of Particle Physics*, Chin. Phys. **C38** (2014) 090001.
- [11] Gfitter Group Collaboration, M. Baak, J. Cúth, J. Haller, A. Hoecker, R. Kogler, K. Mönig, M. Schott, and J. Stelzer, *The global electroweak fit at NNLO and prospects for the LHC and ILC*, Eur. Phys. J. **C74** (2014) 3046, [arXiv:1407.3792](https://arxiv.org/abs/1407.3792) [hep-ph].
- [12] Lyndon Evans and Philip Bryant, *LHC Machine*, Journal of Instrumentation **3** no. 08, (2008) S08001. <http://stacks.iop.org/1748-0221/3/i=08/a=S08001>.

- 
- [13] The ATLAS Collaboration, *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, Journal of Instrumentation **3** no. 08, (2008) S08003.  
<http://stacks.iop.org/1748-0221/3/i=08/a=S08003>.
- [14] The ALICE Collaboration, *The ALICE experiment at the CERN LHC*, Journal of Instrumentation **3** no. 08, (2008) S08002.  
<http://stacks.iop.org/1748-0221/3/i=08/a=S08002>.
- [15] The CMS Collaboration, *The CMS experiment at the CERN LHC*, Journal of Instrumentation **3** no. 08, (2008) S08004.  
<http://stacks.iop.org/1748-0221/3/i=08/a=S08004>.
- [16] The LHCb Collaboration, *The LHCb Detector at the LHC*, Journal of Instrumentation **3** no. 08, (2008) S08005. <http://stacks.iop.org/1748-0221/3/i=08/a=S08005>.
- [17] T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Z. Skands, *A Brief Introduction to PYTHIA 8.1*, *Comput. Phys. Commun.* **178** (2008) 852–867, [arXiv:0710.3820](https://arxiv.org/abs/0710.3820) [hep-ph].
- [18] W. Verkerke and D. Kirkby, *The RooFit toolkit for data modeling*, Tech. Rep. physics/0306116, SLAC, Stanford, CA, Jun, 2003.